

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.01.04

# 黑洞 X 射线双星中 X 射线反射成分的研究进展

靳 沛<sup>1,2,3</sup>, 张国宝<sup>1,2,3</sup>, 王建成<sup>1,2,3</sup>

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011)

**摘要:** 反射是研究黑洞 X 射线双星的一个重要工具, 有助于理解强引力场中所独有的许多物理过程。综合了观测和理论方面的研究, 探讨了黑洞 X 射线双星中 X 射线反射成分的最新进展: (1) 介绍了反射成分的相关物理过程和能谱形态特征; (2) 回顾了近年来在黑洞 X 射线双星不同能谱态中发现的反射成分及其特征; (3) 回顾了反射模型的发展历史, 并着重介绍了现有的反射模型, 其中特别关注了最近发展起来的 relxill 模型; (4) 探究了反射成分研究中的一些难点和挑战, 例如吸积盘厚度和冕区性质的不确定性; (5) 对未来黑洞 X 射线双星反射成分的研究进行了展望。

**关 键 词:** 黑洞 X 射线双星; 吸积; 反射

**中图分类号:** P145.2

**文献标识码:** A

## 1 引 言

黑洞 X 射线双星是一类重要的高能天体, 它由一个恒星质量的黑洞和一个普通恒星组成。黑洞吸积伴星的物质, 由于粘滞作用, 形成绕着黑洞转动的吸积盘<sup>[1]</sup>。在吸积物质不断流入黑洞的过程中, 部分引力能以辐射的方式释放, 其主要波段是 X 射线波段。在过去的几十年中, 通过观测和理论模拟, 人们逐步深入研究了黑洞 X 射线双星的吸积和辐射特性, 并揭示了强引力场中所独有的一些物理过程。随着 X 射线望远镜精度的提高、能段覆盖范围的扩大以及灵敏度的提高, 人们能够获得更多关于黑洞 X 射线双星的数据, 包括 X 射线能谱、时变以及偏振等信息。这些数据为我们研究黑洞 X 射线双星提供了更详细的信息。

收稿日期: 2023-04-25; 修回日期: 2023-05-09

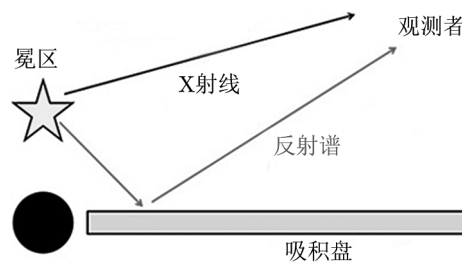
资助项目: 中国载人航天工程巡天空间望远镜专项科学研究经费

通讯作者: 张国宝, zhangguobao@ynao.ac.cn

近年来, 关于黑洞 X 射线双星反射成分的研究引起了人们广泛的兴趣。反射成分是由高能量的 X 射线照射到吸积盘上并发生反射而形成的。这里的反射是指吸积盘上的物质与入射的 X 射线发生相互作用 (包括光电吸收和康普顿散射等), 并再次辐射的过程。因此, 反射成分提供了丰富的信息, 可以用来研究吸积盘的物理特性 (如密度、温度和成分等) 以及吸积流的几何形态。反射成分一般产生于吸积盘的内区, 它们非常靠近黑洞, 受到强引力场的影响。因此, 可以通过反射成分测量黑洞自旋等重要参数。然而, 反射成分的分析需要对各种影响因素进行建模, 这对模型的准确性和精度提出了挑战。

## 2 反射成分的物理基础

图 1 是产生反射成分的示意图, 入射源 (一般是冕) 的光子照射到吸积盘表面, 与吸积盘中的物质发生相互作用, 最终被重新辐射出去。



注: 冕区的光子照射到吸积盘表面, 与吸积盘的物质相互作用被再次辐射形成反射谱。

图 1 反射过程示意图

### 2.1 X 射线与物质的相互作用

当高能 X 射线照射到吸积盘时, 会与吸积盘中的原子、离子和电子发生相互作用, 其中主要包括光电吸收和康普顿散射。光电吸收, 也称为束缚-自由吸收, 是指原子或离子吸收一个光子, 使处于束缚能级上的电子获得能量并逃逸成为自由电子的过程。只有当光子的能量大于或等于原子能级的能量时, 才能产生吸收, 且随着光子能量的增加, 吸收截面会以光子频率  $\omega$  的 3 次方的形式迅速减小。因此, 某一原子能级的光电吸收会形成吸收边结构。对于不同种类的原子, 基层电子所对应的电离能不相同。吸积盘中最主要的原子是 H 原子和 He 原子, 其基层电离能分别为 13.6 eV 和 24.6 eV<sup>[2]</sup>, 主要吸收紫外波段的辐射, 对 X 射线的吸收贡献较少。虽然重元素的含量较少, 但其基层电子的电离能对应于 X 射线波段, 因此重元素主导 X 射线波段的光电吸收。对于同一种原子, 处于不同能级中的电子对应的电离能也不相同。这些过程对解释吸积盘的 X 射线辐射具有重要意义。

康普顿散射是指 X 射线光子和静止或低速电子发生碰撞, 光子的部分能量转移给电子并改变光子传播方向的过程。因此, 康普顿散射可以重塑 X 射线能谱。X 射线与物质的其他相互作用有逆康普顿散射和正负电子对效应, 但这些效应在吸积盘的反射中不是很重要。

## 2.2 吸积盘和冕

1973 年, Shakura 和 Sunyaev<sup>[1]</sup>建立了光学厚几何薄的薄盘模型。在薄盘模型中, 吸积盘的气体达到局部热平衡, 每个局部区域的辐射能谱是黑体谱; 吸积盘的总辐射是来自各个区域的黑体辐射的叠加。局部区域的温度与其半径的关系为  $T_r \propto R^{-0.75}$ 。在黑洞 X 射线双星的宁静态或者爆发的初期 (低硬态), 一般认为, 吸积盘是截断的<sup>[3]</sup>。当吸积盘的内半径延伸至最内稳定圆轨道时, 对于质量为  $10M_{\odot}$  的黑洞而言, 吸积盘最内区的温度可达到 1 keV 左右。

光学厚几何薄的薄盘模型适用于低于  $0.3L_{\text{Edd}}$  ( $L_{\text{Edd}}$  表示爱丁顿光度) 的情况, 当源处于更大的光度时, 辐射压的作用会使得吸积盘的厚度增加, 吸积盘就不再是几何薄的<sup>[1, 4]</sup>。为了描述这种情况下的吸积盘, 人们提出了 “Polish doughnuts” 模型<sup>[5]</sup>、Slim 盘模型<sup>[4]</sup>以及 Supercritical 盘模型<sup>[6]</sup>。在 Slim 盘模型中, 考虑了平流的影响, 吸积盘厚度低于 “Polish doughnuts” 模型中的吸积盘厚度。在这些模型中, 如果视线与吸积盘法线夹角较大, 吸积盘最内区可能会被外盘遮挡。

冕是指黑洞附近的高能等离子体团块。当吸积盘的软光子进入冕区后, 这些软光子在冕区经历逆康普顿过程使能量增加并辐射到无穷远, 其能谱呈幂律型且高能截断:  $F(E) \propto E^{1-\Gamma}$ <sup>[7]</sup>, 其中,  $F(E)$  为辐射流量,  $\Gamma$  为光子指数; 因此, 冕又被称为康普顿化区域。冕可能是喷流的底部<sup>[8, 9]</sup>、吸积盘内边界到最内稳定圆轨道的平流主导的热内流 (advection-dominated accretion flow, ADAF)<sup>[10]</sup>或者是吸积盘表面上方的热等离子体大气<sup>[11]</sup>。图 2 展示了几种冕的可能的几何形态。

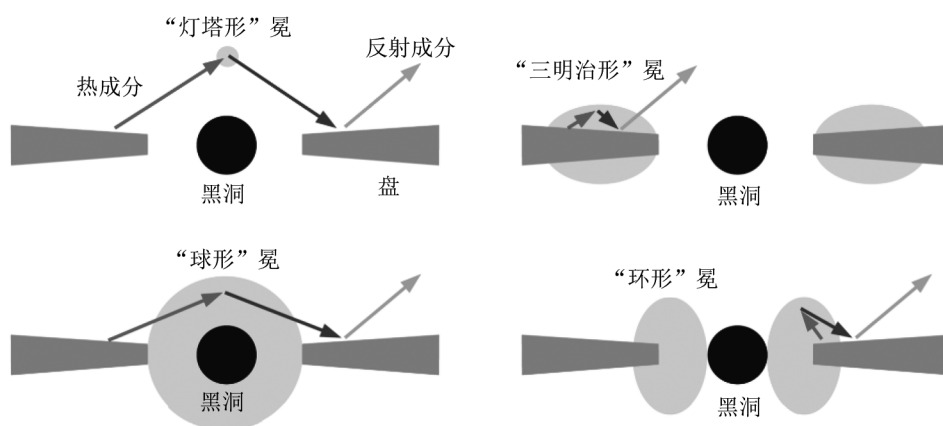


图 2 冕可能的几何形状<sup>[12]</sup>

## 2.3 反射谱的形态特征

当 X 射线照射到吸积盘的不同区域时, 其强度和光子能量分布都存在差异, 因此吸积盘的不同局部区域都有自己的反射谱, 总的反射谱是所有区域贡献的总和。反射谱的主要特征包括荧光边、Fe 元素吸收边以及康普顿鼓包<sup>[13]</sup>。

当 X 射线照射到吸积盘表面时, 会与吸积盘中的原子发生光电效应, 从而使电子跃迁到高能级或电离状态。当电子再回到低能级时, 会释放出能量与跃迁前后能级差相对应的光子, 这些发射出的光子就是荧光。在黑洞 X 射线双星中, 荧光主要是指 Fe 元素的 K 线系列, 其中 Fe K $\alpha$  线是最明显的一个。Fe 元素荧光的能量会随着 Fe 原子电离程度的变化而变化。从中性 Fe 原子到完全电离的 Fe 原子, 荧光能量从 6.4 keV 增加到 6.97 keV。在 6 keV 附近也有其他重元素的荧光或者吸收线。但由于 Fe 元素是宇宙中丰度最大的重元素, 其荧光要比其他重元素的荧光更明显。

X 射线与 Fe 元素的光电吸收作用会在 7~10 keV 的能量范围内产生特征元素吸收边, 主要是由 Fe 元素 K 层电子吸收导致。吸收边的强度会受到吸积盘表面 Fe 电离程度、吸积盘的密度、入射源的入射谱光子能量分布等因素的影响。吸积盘表面温度越高, 气体的电离程度越大, 吸收边的强度就会越弱。相反, 吸积盘表面气体的密度越高, 吸收边越强。

当高于 10 keV 的高能光子照射到吸积盘上时, 会发生向下康普顿散射, 而低于 10 keV 的低能光子则经历光电吸收, 在反射谱中高于 10 keV 的能段形成康普顿鼓包。在黑洞 X 射线双星中, 冕反射几何的康普顿鼓包的峰值通常在 20~30 keV 能量范围内。

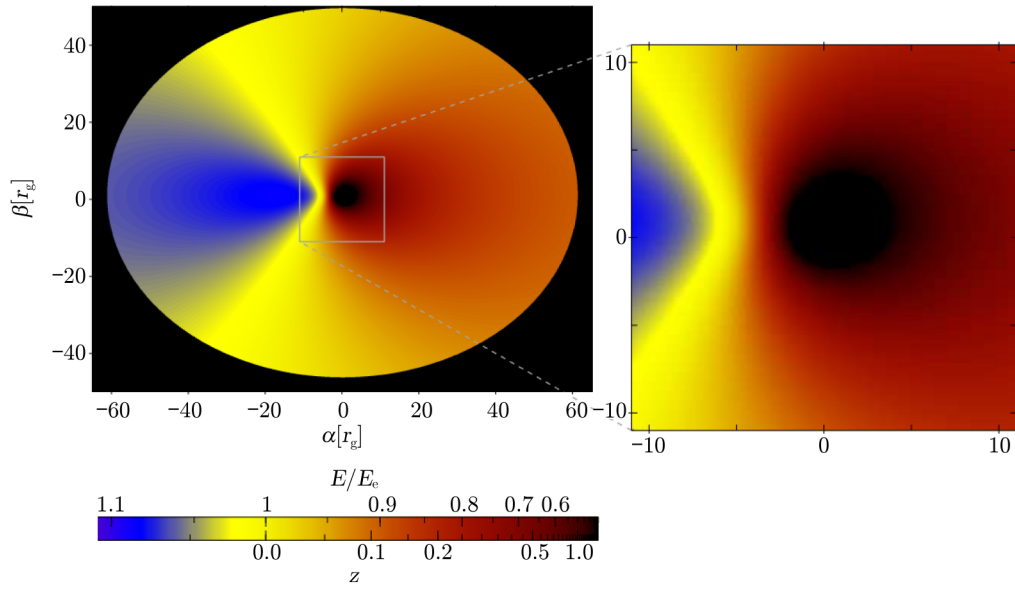
由于黑洞附近的强引力场的影响, 我们观测到的反射谱往往是经过广义相对论效应 (引力红移、光线弯曲、黑洞捕获光子等) 之后才得到的。反射谱是由吸积盘的所有局部区域反射的总和所组成, 而吸积盘的不同区域存在不同的引力环境。此外, 由于吸积盘围绕黑洞旋转, 因此还要考虑多普勒效应的影响。这些效应将导致观测到的光子能量和吸积盘坐标系中出射时的光子能量有所不同 (见图 3)<sup>[14]</sup>。另外, 由于光线弯曲效应的存在, 到达观测者的光子吸积盘坐标系中出射时的出射方向并不一定和视线方向一致。这些效应对 Fe 荧光的影响最大, 会导致荧光展宽变形。图 4 展示了不同黑洞自旋时, 观测到的 Fe 荧光结构。反过来, 我们可以通过观测 Fe 荧光来研究黑洞附近的引力场性质。

### 3 反射成分的观测研究

反射是研究黑洞 X 射线双星的一个重要方面, 它提供了吸积物质在强引力场中的物理过程的重要信息。随着现代 X 射线望远镜的发展, 反射成分的观测研究取得了很大进展, 这使我们能够更深入地理解黑洞周围的吸积过程和黑洞属性。本章将列举不同的源和能态, 分别对硬态、中间态以及软态中的反射成分进行讨论, 以探讨反射成分在黑洞 X 射线双星中的重要作用。

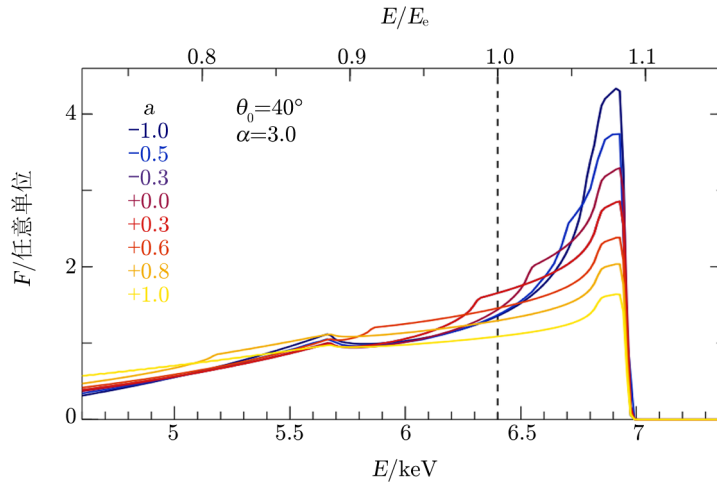
#### 3.1 硬态以及中间态的反射

Chandra<sup>[15]</sup> (于 1999 年发射) 和 XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission)<sup>[16]</sup> (于 2000 年发射) 卫星的能力使得分辨恒星级质量黑洞的宽 Fe 荧光结构成为可能。这些卫星在多个黑洞 X 射线双星的爆发中观测到 Fe 荧光<sup>[17]</sup>, 例如 Cygnus X-1、XTE J1650-500、GX 339-4 等, 推动了人们对黑洞附近强引力场的理解。在硬态和中间态中, Fe 荧光被广泛研究。图 5 展示了 Chandra 卫星观测的黑洞 X 射线双星 GX 339-4 在陡幂律态的



注：黑洞吸积盘的模拟图像，它是由倾角为  $40^\circ$ （视线与吸积盘法线的夹角）且黑洞自旋为 0.998 的模拟数据绘制而成，该数据表示了一个无穷远处的观测者所看到的吸积盘<sup>[14]</sup>。不同的颜色代表观测者所看到的光子能量与吸积盘坐标系出射时的光子能量之比。

图 3 观测者看到的黑洞吸积盘<sup>[14]</sup>



注：吸积盘倾角为  $40^\circ$ ，发射指数  $\alpha$ （对照射几何的近似，照射强度随吸积盘半径的变化关系为  $r^{-\alpha}$ ）为 3。不同黑洞自旋用不同颜色表示。

图 4 Fe 荧光线的模拟结果<sup>[14]</sup>

Fe 荧光。Fe 荧光是展宽的, 不对称的, 并且带有长的红移尾巴。只有非常靠近黑洞的区域才能产生这样的结构, 这表明黑洞 GX 339-4 是一颗旋转的黑洞, 且自旋不小于  $0.8 \sim 0.9$ <sup>[18]</sup>。此外, Miller<sup>[17]</sup>重新分析了 ASCA/GIS (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics/Gas Imaging Spectrometers) 卫星 (1993–2000 年) 对宽 Fe 线的观测数据。图 6 展示了 ASCA/GIS 卫星观测的黑洞 X 射线双星 XTE J1550-564、GRO J1655-40、Cygnus X-1 以及 GRS 1915+105 的 Fe 荧光。黑洞 X 射线双星 XTE J1550-564 和 GRO J1655-40 的自旋不小于  $0.9$ <sup>[19]</sup>。而在黑洞 X 射线双星 Cygnus X-1 和 GRS 1915+105 中, 从 ASCA/GIS 卫星 Fe 荧光中来看, 它们的自旋应该较低, 或许是数据质量的问题。

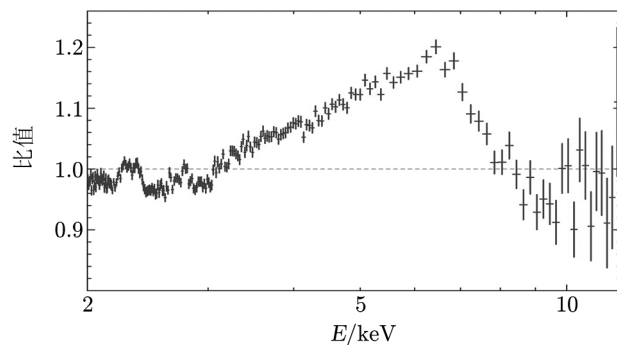


图 5 Chandra 卫星观测的黑洞 X 射线双星 GX 339-4 在陡幂律态的 Fe 荧光<sup>[17, 18]</sup>

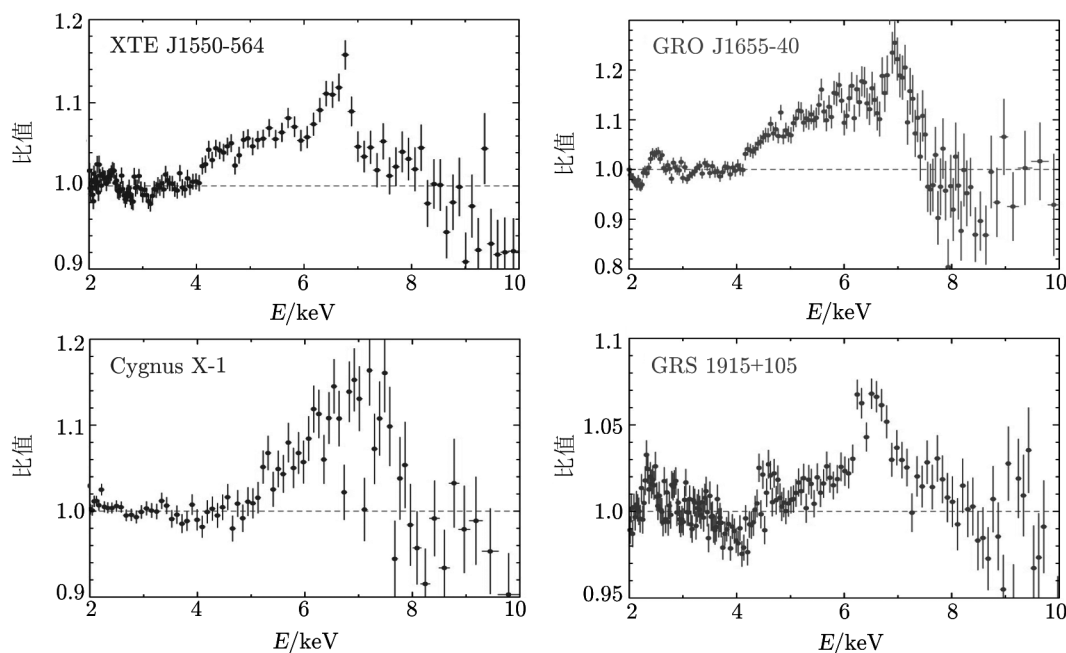


图 6 ASCA/GIS 卫星观测的黑洞 X 射线双星的 Fe 荧光<sup>[17]</sup>

NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array)<sup>[20]</sup> 卫星 (于 2012 年发射) 的有效能段更宽, 3~79 keV, 并且在大于 10 keV 的范围内具有出色的能量分辨率, 从而使其可以同时研究 Fe 荧光边和康普顿散射。图 7 展示了 NuSTAR 卫星观测的黑洞 X 射线双星 V404 Cyg<sup>[21]</sup> 和 MAXI J1535-571<sup>[22]</sup> 的 Fe 荧光边和康普顿鼓包。V404 Cyg 和 MAXI J1535-571 的反射特征非常清晰且具有代表性, 是典型的幂律硬 X 射线入射的反射特征, 它们的康普顿鼓包的峰值位置在 20~30 keV。

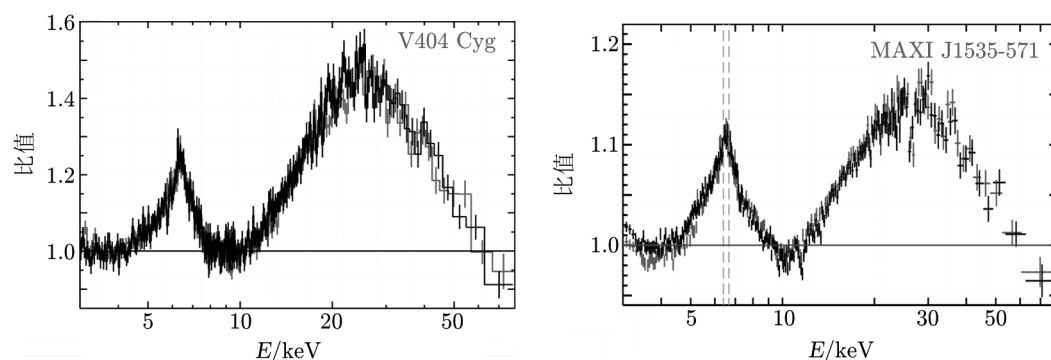


图 7 NuSTAR 卫星观测的黑洞 X 射线双星 V404 Cyg<sup>[21]</sup> 和 MAXI J1535-571<sup>[22]</sup> 的 Fe 荧光边和康普顿鼓包

NICER (Neutron star Interior Composition Explorer) 卫星<sup>[23]</sup> (于 2017 年发射) 在 0.2~12 keV 有着高信噪比光子计数能力。图 8 展示了 NICER 卫星在黑洞 X 射线双星 MAXI J1535-571 中发现的荧光发射线<sup>[24]</sup>。Miller 等人<sup>[24]</sup> 通过能谱分析发现, Fe 荧光边除了吸积盘最内区的相对论宽线结构之外, 还存在一个不对称的、弱的窄线结构。他们指出, 这个不对称的弱 Fe 荧光边可能来自于吸积盘更大的半径处, 其被多普勒效应或者弱引力场展宽。他们认为翘曲盘<sup>[25]</sup> 可能是这个弱 Fe 线的潜在物理解释。可见, NICER 有能力揭示吸积盘内区以及中间区域的更多特征。

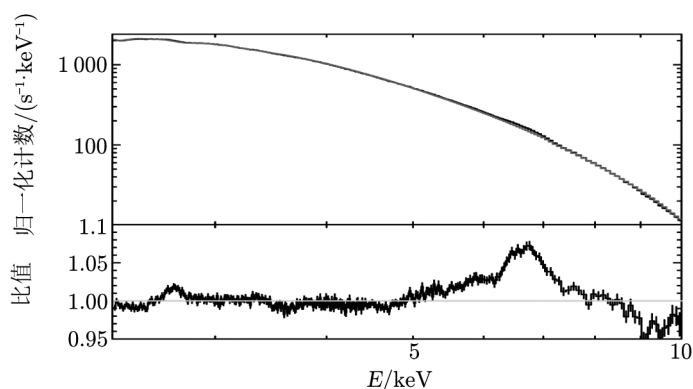
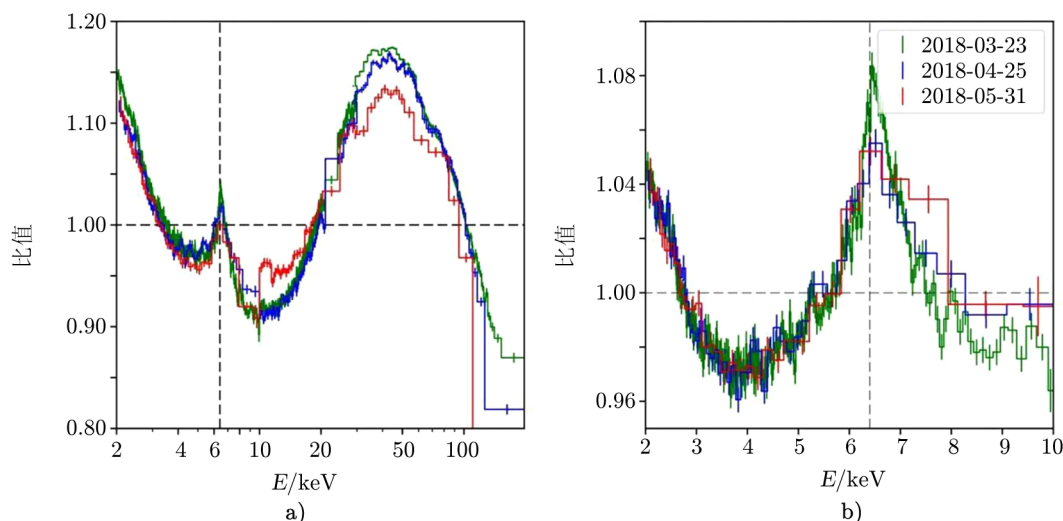


图 8 NICER 卫星在黑洞 X 射线双星 MAXI J1535-571<sup>[24]</sup> 中发现的复杂 Fe 荧光边

基于大量的观测事实, 人们对黑洞 X 射线双星中的反射成分有了较为成熟的理解。冕区的硬光子照射到吸积盘上并发生反射形成了反射谱。在低硬态和中间态, 强的硬光子辐射说明冕区在这个时期是重要的。反射谱也多出现在这些态中。然而, 关于冕区的几何以及其演化性质还有很大的争议。研究反射谱, 尤其是其演化, 可以在一定程度上帮助我们理解冕区的几何和物理性质。You 等人<sup>[9]</sup>在研究黑洞 X 射线双星 MAXI J1820+070 于 2018 年的爆发时发现, Fe 荧光峰以及康普顿鼓包是随时间演化的 (见图 9)。这种演化最终可用反射比例 (冕区照射到吸积盘上的强度与辐射到无穷远的强度比值) 参数来描述。他们发现在首次爆发的衰减阶段反射比例随时间逐渐较小, 这表明更多的冕区光子辐射到无穷远而不是照射到吸积盘上。但是与此同时, Kara 等人<sup>[26]</sup>通过时变分析发现, 随着爆发衰减冕区在逐渐靠近黑洞。假设冕区的辐射是各向同性的, 那么应该有更多比例的光子照射到吸积盘上。这一点与反射比例的演化是相矛盾的, 这说明各向同性的假设是错误的。他们指出, 如果当冕区接近黑洞时, 其沿着黑洞自转轴的相对论运动速度增加, 将可以解释反射比例的演化。

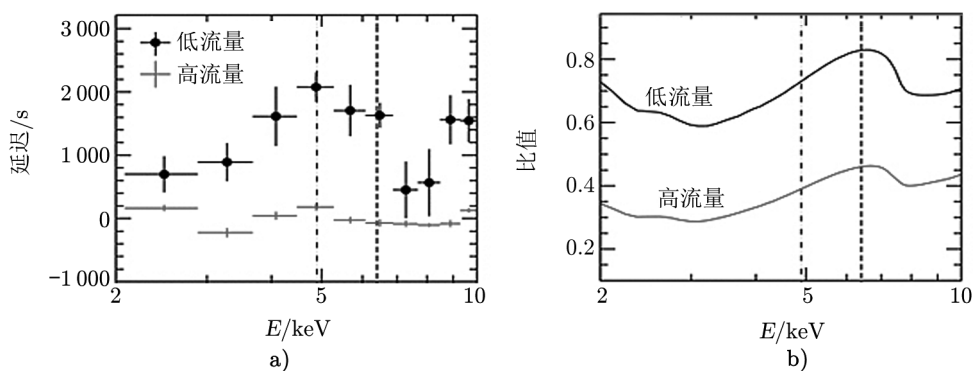


注: 数据来自慧眼卫星。a) 所有数据; b) 只 LE 探测器数据。

图 9 黑洞 X 射线双星 MAXI J1820+070<sup>[9]</sup> 在 2018 年爆发的首次爆发衰减阶段的 Fe 荧光峰和康普顿鼓包的演化

在反射的过程中, Fe 荧光峰等反射特征是冕区的硬光子照射到吸积盘上并发生反射产生的。因此, 反射成分到达探测器的时间应该晚于冕区的直接辐射。2012 年, Zoghbi 等人<sup>[27]</sup>首次发现了黑洞系统的铁发射线延迟现象。他们在 NGC 4151 中发现 5~6 keV 的光子相比于 2~3 keV 以及 7~8 keV 的光子, 存在约 2000 s 的延迟。延迟谱的峰值能量相比于荧光峰的峰值能量更低 (见图 10), 他们指出这是因为红移尾能谱的光子更晚到达探测器。延迟谱的峰值在较高的频率移向较低的能量, 这也与相对论效应的预期相一致, 即 Fe 荧光峰的红移尾产生于离黑洞更近的区域, 且红移越大离黑洞越近。





注: a) 中延迟是相对于 2~10 keV 进行测量的。黑色和红色分别代表低流量和高流量状态。为了方便观察, 低流量状态的延迟多加了 1500 s。

图 10 a) NGC 4151 的延迟谱<sup>[27]</sup>; b) 反射分数为相对论宽 Fe 荧光线和幂律成分的比值

### 3.2 软态的反射

反射成分通常出现在低硬态和中间态, 在软态较少发现。但是近年来在一些黑洞 X 射线双星源的高软态也发现了反射成分。由于来自冕区的硬光子成分在高软态非常弱, 无法作为反射成分的入射源, 所以需要其他的模型来说明发生在高软态的反射成分。接下来, 我们将列举一些黑洞 X 射线双星在高软态的反射特征。

#### 3.2.1 黑洞 X 射线双星 XTE J1550-564

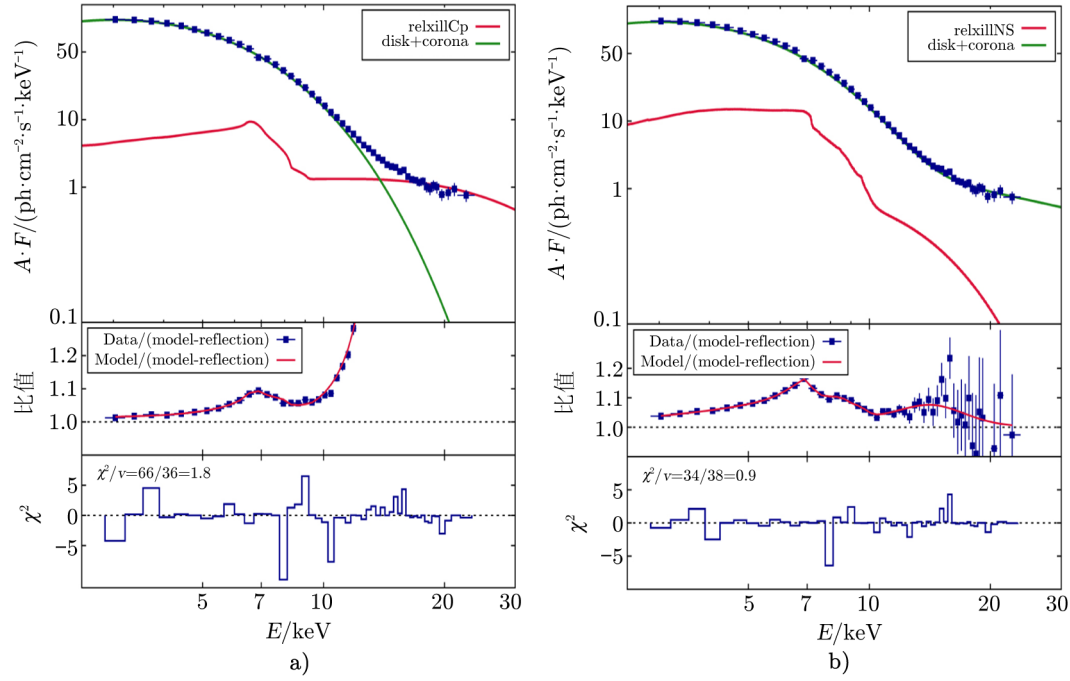
XTE J1550-564 是河内黑洞 X 射线双星, 于 1998 年被 RXTE 卫星发现, 黑洞质量为  $(9.1 \pm 0.6) M_{\odot}$ , 距离为  $4.4^{+0.6}_{-0.4}$  kpc<sup>[28]</sup>。Connors 等人<sup>[28]</sup>对该源在 1998—1999 年爆发中的一次高软态 RXTE/PCA 观测能谱进行了仔细分析。图 11 展示了反射模型的能谱拟合结果。他们最终发现使用 relxillNS 模型能较好拟合反射成分。relxillNS 反射模型的入射谱是一个单温黑体谱, 其温度约为 1 keV, 其流量占总流量的 5.2%。他们将高软态的反射成分解释为吸积盘的部分光子被强引力场弯曲重新打到吸积盘上, 并发生反射形成反射成分 (简称为吸积盘自反射)。

#### 3.2.2 黑洞 X 射线双星 EXO 1846-031

EXO 1846-031 是河内黑洞候选源, 于 1985 年被 EXOSAT 卫星发现<sup>[29]</sup>。Wang 等人<sup>[29]</sup>在该源 2019 年高软态的一次慧眼卫星观测数据中发现了反射成分。他们使用多个模型拟合能谱, 能谱模型及拟合残差见图 12; relxillp 和 relxillNS 模型都能够较好地拟合反射成分。但是他们指出, 在高软态使用冕区的硬成分作为反射成分的入射源是不合理的, 并且也表示吸积盘的自反射是一种可能的反射机制。

#### 3.2.3 黑洞 X 射线双星 MAXI J1631-479

MAXI J1631-479 是河内黑洞 X 射线双星, 于 2018 年被 MAXI 卫星发现<sup>[30]</sup>。Xu 等人<sup>[30]</sup>在该源 2018—2019 年爆发中的高软态发现了非常强的反射成分。图 13 展示了从盘主导态到幂律主导态的宽 Fe 线残差结构以及 Fe 线流量与幂律成分流量的相关性。可以看出,



注: a) 反射模型是 relxillCp; b) 反射模型是 relxillNS。纵坐标物理量中的  $A$  表示横坐标数值的平方, 横坐标量越大时, 乘积因子  $A$  越大, 图右边部分的结构更清晰。

图 11 黑洞 X 射线双星 XTE J1550-564 在 1998—1999 年爆发中高软态 RXTE/PCA 能谱及拟合残差<sup>[28]</sup>

在高软态 Fe 线流量最大而幂律成分流量 (10~79 keV) 非常低; 因此他们指出, 使用康普顿化区域的照射几何解释高软态的反射成分是不合理的。

### 3.2.4 黑洞 X 射线双星 MAXI J0637-430

MAXI J0637-430 是河内黑洞 X 射线双星, 于 2019 年被 MAXI 卫星发现<sup>[31]</sup>。Lazar 等人<sup>[31]</sup>对该源 2019—2020 年爆发的高软态能谱进行了仔细分析。他们发现仅用吸积盘的热辐射加上弱的热康普顿化成分无法拟合高软态的能谱。他们采取两种方法来拟合剩余残差: (1) 额外添加了一个黑体成分, 描述来自掉入区 (the plunging region) 的辐射, 拟合能谱和残差, 如图 14 所示; (2) 用加入 relxillNS 模型, 并认为可能是吸积盘的自反射, 拟合能谱和残差如图 15 所示。

### 3.2.5 黑洞 X 射线双星 4U 1543-47

4U 1543-47 是银河系黑洞 X 射线双星, 是为数不多的通过动力学认证的黑洞之一<sup>[32]</sup>。其黑洞质量为  $(9.4 \pm 1.0) M_{\odot}$ , 伴星质量为  $(2.45 \pm 0.15) M_{\odot}$ ; 到源的距离为  $(7.5 \pm 0.5) \text{ kpc}$ <sup>[33, 34]</sup>。在 2021 年的爆发期间, 该源的峰值强度超过了爱丁顿光度<sup>[35]</sup>, 并且在软态显示出反射特征<sup>[36]</sup>。慧眼卫星对该源的衰减阶段进行了长期且密集的观测<sup>[37]</sup>。我们对慧眼卫星提供的能谱进行了详细的分析<sup>[37]</sup>, 发现该源在爆发衰减的过程中长时间停留在软态, 并且在软态存在较强的宽 Fe 反射线。图 16 展示了在爆发衰减的早期, 慧眼卫星观测到的

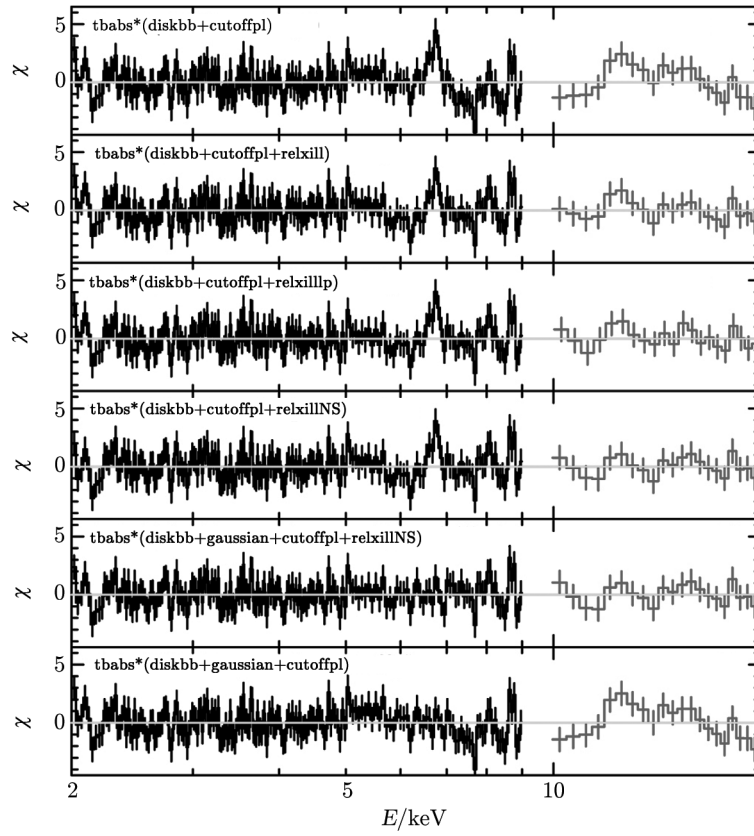
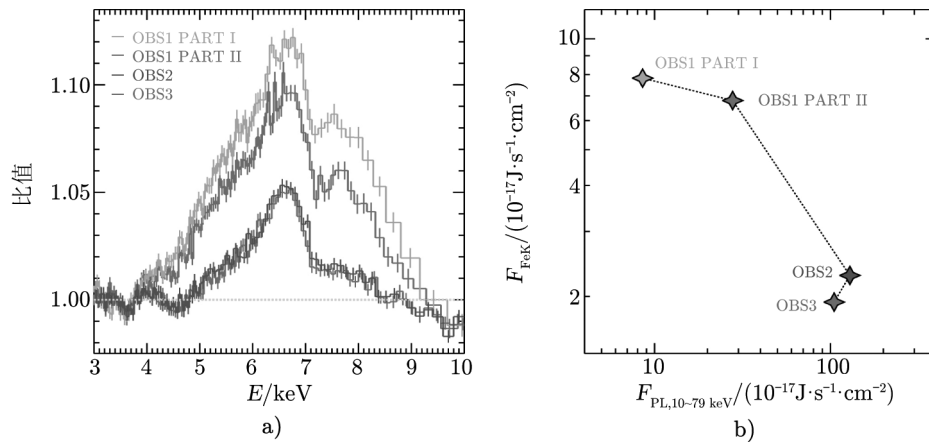
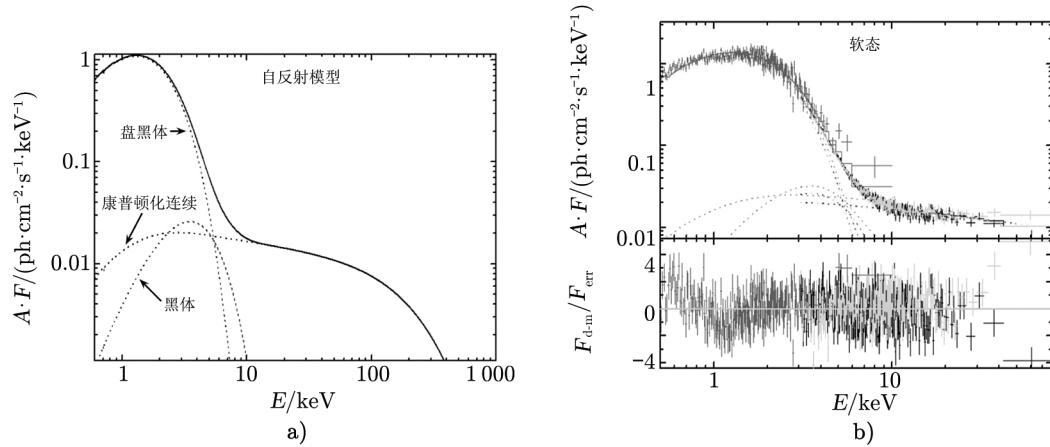


图 12 黑洞 X 射线双星 EXO 1846-031 在 2019 年爆发中高软态慧眼卫星能谱拟合残差<sup>[29]</sup>



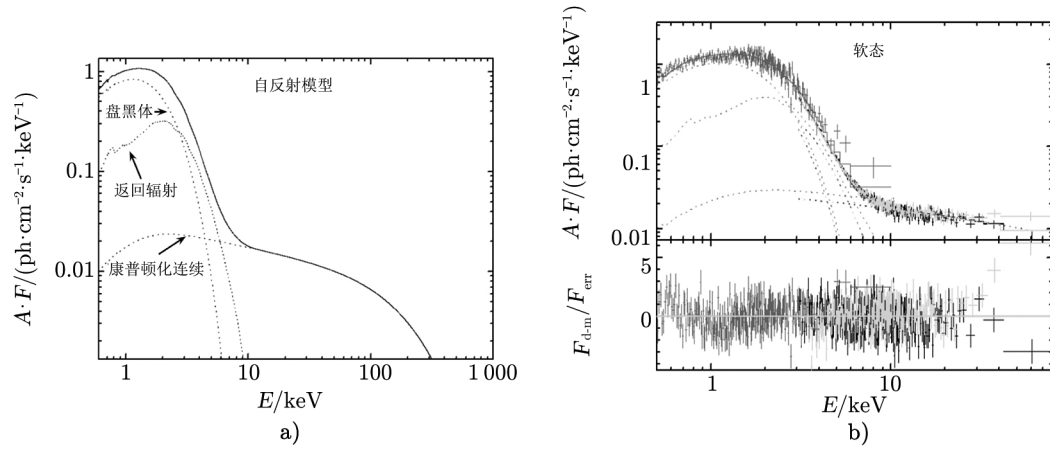
注：使用的能谱模型是  $\text{tbabs}^*(\text{diskbb}+\text{powerlaw})$ 。计算幂律成分的流量时选取的能量范围是 10~79 keV。

图 13 黑洞 X 射线双星 MAXI J1631-479 在 2018—2019 年爆发中的宽 Fe 线残差结构 (a)) 以及 Fe 线流量与幂律成分流量的相关性 (b))<sup>[30]</sup>



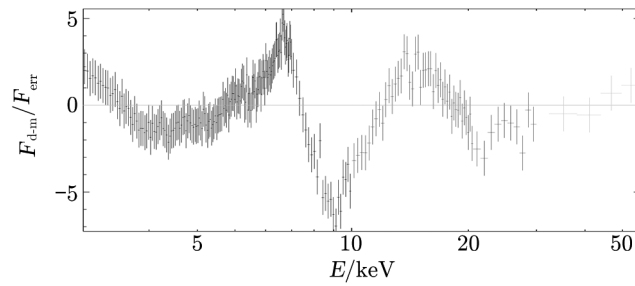
注: a) 中的模型由盘黑体、热康普顿化成分和掉入区发射组成; b) 高软态能谱。

图 14 用方法一拟合所得黑洞 X 射线双星 MAXI J0637-430 在 2019—2020 年爆发高软态能谱<sup>[31]</sup>



注: a) 中的模型由盘黑体、热康普顿化成分和吸积盘自反射组成; b) 高软态能谱。

图 15 用方法二拟合所得黑洞 X 射线双星 MAXI J0637-430 在 2019—2020 年爆发高软态能谱<sup>[31]</sup>



注: 数据取自爆发衰减的早期, 由慧眼卫星观测。使用的模型是 `constant*tbabs(thcomp*diskbb)`。

图 16 黑洞 X 射线双星 4U 1543-47 的 2021 年爆发在软态的反射特征

反射特征。在爆发的衰减过程中,存在几次 15 keV 以上的耀发事件,我们发现 Fe 荧光强度与这些硬光子耀发事件无关,所以我们认为使用冕区照射模型来解释软态的反射成分是不合理的。

## 4 反射成分的理论研究

1974 年, Basko 等人<sup>[38]</sup>在研究 X 射线双星系统中正常伴星的大气对 X 射线的反射和再处理时,首次同时考虑了光电吸收和康普顿散射。他们模拟了硬 X 射线照射中性大气时的反射谱,其中反射谱主要特征 Fe 荧光、Fe 吸收边以及康普顿鼓包清晰可见。黑洞附近的吸积流的 X 射线反射研究开始于 1998 年 Guilbert 和 Rees<sup>[39]</sup>的工作。他们指出,在黑洞附近的吸积流可以有效辐射而保持非电离状态,当硬 X 射线照射它们时会产生反射谱。在吸积盘的最内区,硬 X 射线的照射强度可能使得吸积盘表面的气体电离,不再是中性气体。1979 年, Ross<sup>[40]</sup>计算了硬 X 射线通过康普顿散射光学厚的大气后的能谱。在这样的大气中,质子数较低的原子处于电离状态,导致大气中存在大量的自由电子,自由电子向下康普顿散射硬 X 射线,使得出射能谱变得更软。这种计算被进一步发展,更细致地处理了不同种类原子的电离,最终发展为经常使用的反射谱拟合模型 `relionx`<sup>[41]</sup>。电离也会影响发射线特征,可参考 García 和 Kallman 在 2010 年的工作<sup>[42]</sup>。

1995 年, Tanaka 等人<sup>[43]</sup>首次在观测数据中发现了经相对论效应展宽变形的 Fe 荧光。他们在活动星系核 MCG-6-30-15 中观测到的 Fe 荧光非常宽,不对称,并带有一条红移的尾巴。他们指出,这条线最有可能出现在距离中心  $(3\sim 10)R_s$  ( $R_s$  史瓦西半径) 之间的区域,因此受到强引力场的影响。宽 Fe 荧光在恒星级质量黑洞<sup>[17]</sup>以及中子星<sup>[44]</sup>系统中也是常见的。它们与活动星系核中的宽 Fe 荧光有着相同的特征。因此相对论效应对反射谱的影响在致密星系统中普遍存在。

### 4.1 硬 X 射线反射模型

反射的过程可以分为三步<sup>[13]</sup>: 第一步是入射源对吸积盘的照射,第二步是吸积盘表面气体对入射 X 射线再处理并辐射,第三步是辐射经历引力红移、光线弯曲等广义相对论效应的影响。对于入射源,需要考虑的是入射谱的形状以及吸积盘的照射强度分布。吸积盘的照射强度分布取决于入射源的几何形状。入射源的几何形状存在很大的不确定性,其相对于吸积盘有可能是点源,也有可能是几何延展的扩散源。相对论效应也会产生影响。如果入射源以相对论速度运动,集束 (beaming) 效应将使得辐射集中在其运动速度方向。如果入射源非常靠近黑洞,强引力场引起的光线弯曲也会改变入射源辐射角分布。为了研究反射成分的物理特性,需要考虑吸积盘的几何和物理性质。吸积盘的几何形状可能是截断的,也可能延伸至最内稳定圆轨道;可能是几何薄的,也有可能是几何厚的。对于几何厚的吸积盘,反射发生的位置也会变化。吸积盘的温度、密度、金属丰度以及电离程度都会对反射谱产生影响。多普勒效应以及引力红移会改变反射谱的能量分布。强引力场的光线弯曲效应使得吸积盘每一点的出射方位角不相同。某一视线方向的观测者看到的反射谱是包含了不同出射方

位角的反射辐射的总和。

由于 Fe 荧光线是最明显的反射特征, 最初的相对论反射模型主要用于拟合 Fe 荧光线。第一批相对论 Fe 荧光线模型是 diskline<sup>[45]</sup> 和 laor<sup>[46]</sup>, diskline 针对黑洞自旋为 0 的情况, laor 针对黑洞自旋为 0.998 的情况。对任意自旋值都可用的相对论 Fe 荧光线模型有 relline<sup>[14]</sup>。这些模型对在吸积盘坐标系中反射辐射的角分布的处理都很粗糙 (例如, 在 laor 中假设在吸积盘坐标系中反射辐射的角分布为  $I_e \propto 1 + 2.06 \cos \vartheta_e$ , 其中  $I_e$  是吸积盘坐标系辐射强度,  $\vartheta_e$  为吸积盘坐标系辐射方位角, 即光子动量与吸积盘法线方向的夹角), 这导致对吸积盘内边界区域的估计存在约 20% 的不确定性<sup>[47]</sup>。

最先进的反射模型可以正确计算在吸积盘坐标系中的反射谱。它们包括 reflionx<sup>[41]</sup> 和 xillver<sup>[42, 48]</sup>。这些模型使用高能截断幂律谱作为入射谱, 考虑了吸积盘表面气体的金属丰度和电离程度。这些非相对论反射模型的主要参数和相应描述见表 1。

表 1 非相对论反射模型 reflionx 或 xillver 的主要参数<sup>[13]</sup>

参数	描述
光子指数 $\Gamma$	入射连续谱的光子指数
截断能量 $E_{\text{cut}}$	入射连续谱的高能截断能量
电离参数 $\xi$	吸积盘表面电离参数
铁元素丰度 $A_{\text{Fe}}$	吸积盘表面 Fe 元素丰度
吸积盘倾角 $\theta$	视线方向与吸积盘法线方向的夹角

这些非相对论反射模型通过和相对论化模型进行卷积, 便可生成相对论反射谱。常用的相对论化卷积模型是 relconv。由于入射源几何形状的不确定性, relconv 采用了一种现象学方法来描述吸积盘照射强度的分布。它假设反射谱的强度随吸积盘半径呈幂律衰减, 表示为  $\varepsilon \propto r^{-\epsilon}$ , 其中  $\varepsilon$  为发射强度,  $\epsilon$  称为发射率指数。为了描述更加复杂的照射几何, relconv 使用了两段幂律衰减, 转折半径为  $R_{\text{br}}$ 。relconv 的主要参数和相应描述见表 2。

表 2 相对论化模型 relconv 的主要参数<sup>[13]</sup>

参数	描述
$a$	黑洞无量纲单位自旋, 负值表示吸积盘相对于黑洞反向旋转
$\theta$	相对于吸积盘法线方向的吸积盘倾角, 以度为单位
$R_{\text{in}}, R_{\text{out}}$	吸积盘内、外半径
$r^{\epsilon_1}, r^{\epsilon_2}, R_{\text{br}}$	描述辐射强度随半径的关系; 在 $R_{\text{in}}$ 和 $R_{\text{br}}$ 之间为 $r^{\epsilon_1}$ , 在 $R_{\text{br}}$ 和 $R_{\text{out}}$ 之间为 $r^{\epsilon_2}$

光线弯曲效应会使得吸积盘不同区域的反射谱的出射角度不同。然而, 这一效应在 relconv 模型中并未考虑。为了解决这个问题, 2014 年, García 等人<sup>[49]</sup>将 relconv 和 xillver 结合建立了一个完整的相对论反射模型: relxill。在 relxill 模型中, 他们考虑了光线弯曲引起的出射角度差异。他们指出, 如果不进行反射谱的出射角度分辨, 某些模型参数的估计会

受到系统不确定性的影响,最大偏差达 20%。今天,relxill 系列模型已经成为了最常用的反射模型之一。

relxill 模型适用于被照射的围绕致密星(黑洞或中子星)的吸积盘的相对论反射谱。该系列模型是公开的,并可以在 Xspec 中使用,相关信息请查阅其官网。relxill 系列模型包括 relxill<sup>[49]</sup>、relxillCP、relxillNS<sup>[50]</sup>、relxilllp 以及 relxilllpCP 等多个子模型,适用于不同的场景,例如入射源的几何特征、入射源能谱形状以及吸积盘的密度等不同时。表 3 列出了这些模型的主要差异。

表 3 relxill 系列模型以及它们的主要不同

模型名称	对入射源几何的描述	入射源能谱	吸积盘密度/cm <sup>-3</sup>	电离梯度
relxill	唯象幂律	cutoff powerlaw	10 <sup>15</sup>	否
relxillCp	唯象幂律	nthcomp	10 <sup>15</sup> ~ 10 <sup>20</sup>	否
relxillNS	唯象幂律	black body	10 <sup>15</sup> ~ 10 <sup>19</sup>	否
relxilllp	灯柱几何	cutoff powerlaw	10 <sup>15</sup>	否
relxilllpCP	灯柱几何	nthcomp	10 <sup>15</sup> ~ 10 <sup>20</sup>	是

首先,relxill 系列模型的区别在于对入射源的物理假设,主要体现在两个方面:入射源的几何特征和入射源的能谱。对于入射源的几何特征,有两种不同的描述。第一种是唯象地描述反射辐射强度在吸积盘上的分布,而不是具体地假设入射源的几何特征。它假设反射辐射强度与吸积盘半径的关系是幂律的,即  $\varepsilon \propto r^{-\epsilon}$ , 其中  $\varepsilon$  为反射辐射强度,  $\epsilon$  称为发射率指数。为了适用于更复杂的情况,可采用分段幂律,即  $R_{\text{in}}$  和  $R_{\text{br}}$  之间为  $r^{\epsilon_1}$ , 在  $R_{\text{br}}$  和  $R_{\text{out}}$  之间为  $r^{\epsilon_2}$ , 其中  $R_{\text{in}}$  和  $R_{\text{out}}$  为吸积盘内外半径,  $R_{\text{br}}$  为分段幂律的转折半径。第二种是灯柱几何假设。在这种情况下,入射源是点状的,并且在黑洞的自转轴上,它像路灯一样照射吸积盘,所以称为灯柱几何。relxilllp 和 relxilllpCp 模型采取了灯柱几何假设,它们使用两个参数来描述入射源的几何性质:(1) 距离黑洞的高度  $h$ ; (2) 入射源的相对论速度  $\beta$ 。这两个参数共同决定着吸积盘上的照射强度分布。入射源距离黑洞的高度越高,可照射到吸积盘的外部区域范围越大,但是吸积盘内部区域照射强度变低 ( $\propto 1/h^2$ )。即使是各向同性的入射源,其相对论运动将改变辐射的角分布,从而改变吸积盘上的照射强度分布。

对于冕区的能谱,relxill 系列模型提供了两种选择:一是高能截断幂律(cutoff powerlaw),二是热康普顿化连续谱(nthcomp)<sup>[51, 52]</sup>。nthcomp 是热电子康普顿化模型,可以给出冕区电子的温度。在 relxillNS 中,入射能谱是黑体谱,这个模型多用于中子星系统的情况,可描述中子星表面辐射对吸积盘的照射情况。在 relxill 系列模型中,吸积盘被假设是光学厚几何薄的,吸积盘的金属丰度、电离程度以及密度都是 relxill 系列模型的可变参数。

relxill 模型的一个主要优点是反射比例是该模型的参数之一<sup>[53]</sup>。反射比例指冕区照射到吸积盘上的强度与直接辐射到无穷远的强度之比。因此,反射比例可以反应冕区的几何以及其他性质。对于灯柱几何的冕区,广义相对论效应倾向于将冕区的辐射弯曲到吸积盘上。因此,假设冕区的辐射是各向同性的,当其靠近黑洞时,我们期望得到一个更大的反射比例。关于 relxill 系列模型的其他特征可以通过其官方网站阅览使用手册获得。

## 4.2 软 X 射线反射模型

近年来, 在黑洞 X 射线双星的高软态也发现了反射成分, 一些学者<sup>[29, 30, 37]</sup>指出高软态的反射成分无法通过冕区的照射来解释。目前, 对于黑洞 X 射线源在高光度时的吸积盘结构以及冕区的性质还存在很大的争议。在高光度时, 吸积盘可能是厚的<sup>[4, 6]</sup>, 然而在已有的反射模型中都假设吸积盘是几何薄的。在为黑洞 X 射线双星构造的反射模型中, 都假设为冕区的照射, 其辐射光子能量较高且为幂律形。然而, 冕区在高软态时是否存在、以何种方式存在仍没有定论<sup>[12]</sup>。在一些源中, 可使用入射谱为黑体的反射模型 *relxillNS* 较好地拟合能谱<sup>[28, 29]</sup>。由于在这种情况下, 入射谱是 1 keV 左右的黑体, 因此反射被认为是吸积盘的自反射。由于高光度银河系黑洞 X 射线双星的观测也很稀少, 我们对高亮度时反射的理解还很少, 有待进一步的观测研究。

## 5 总结与展望

反射成分是研究吸积黑洞的有力工具。反射过程主要发生在吸积盘的内区, 反射谱中蕴含着强引力场的信息。因此, 对反射成分的分析可以研究强引力场区域的吸积过程以及黑洞的物理性质。在过去的十几年中, 人们对反射的研究已经取得巨大进展。现在已有一些优秀的模型来拟合黑洞 X 射线双星中观测到的反射谱。在这篇文章中, 我们回顾了反射研究在观测以及理论上的进展。我们还介绍了比较常用的反射模型 *relxill*。

对反射的建模需要考虑多个因素的影响, 包括入射源的几何和辐射能谱、吸积盘的几何特征和物理属性以及强引力场对反射成分的影响。然而, 在黑洞 X 射线双星的软态, 尤其是在源非常亮时, 关于吸积盘和冕的性质的了解仍然很有限, 对研究这种情况下的反射带来了很大的难度。即使是拟合低硬态和中间态比较成功的 *relxill* 模型, 对这些因素也做了很多简化。

反射的研究很大程度上依赖于望远镜的能量分辨能力。微量能器是下一代高分辨率 X 射线成像光谱仪的核心技术, 其具有超高的能量分辨能力。它可提供高分辨率的 X 射线能谱, 将助推人们对反射的研究。XRISM (X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission)<sup>[54]</sup> 卫星 Resolve 载荷使用了微量能器, 其有效能段是 0.3~12 keV, 能量分辨精度达 5~7 eV。Athena (Advanced Telescope for High-ENergy Astrophysics)<sup>[55]</sup> 卫星 I-XFU (X-ray Integral Field Unit) 载荷也使用微量能器, 有效能段是 0.2~12 keV, 在 7 keV 以下能量分辨精度达 2.5 eV。增强型 X 射线时变与偏振探测 (The enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission, eXTP) 空间天文台是我国下一代 X 射线空间望远镜<sup>[56]</sup>, 其主要科学载荷有能谱测量聚焦望远镜阵列 (spectroscopic focusing array, SFA)、偏振测量聚焦望远镜阵列 (polarimetry focusing array, PFA)、大面积准直型望远镜阵列 (large area detector, LAD) 以及广角监视器。SFA 的探测能段是 0.5~10 keV, 能量分辨率小于 180 eV, 适合研究重元素的荧光发射线; LAD 的时间精度为 1.0  $\mu\text{s}$ , 有效能段是 2~30 keV, 有利于研究黑洞附近的短时标变化, 开展反射成分的时变研究; PFA 可进行光子偏振测量, 能有效约束吸积流



几何特征, 比如吸积盘倾角等。这些望远镜有望推动对黑洞 X 射线双星中反射过程的进一步研究。

#### 参考文献:

- [1] Shakura N I, Sunyaev R A. *A&A*, 1973, 24: 337
- [2] Bearden J A, Burr A F. *Reviews of Modern Physics*, 1967, 39: 125
- [3] Bernardini F, Russell D M, Shaw A W, et al. *ApJ*, 2016, 818: L5
- [4] Abramowicz M A, Czerny B, Lasota J P, et al. *ApJ*, 1988, 332: 646
- [5] Abramowicz M A. *Growing Black Holes: Accretion in a Cosmological Context*, Heidelberg: Springer, 2005: 257
- [6] Poutanen J, Lipunova G, Fabrika S, et al. *MNRAS*, 2007, 377: 1187
- [7] Sunyaev R A, Titarchuk L G. *A&A*, 1980, 86: 121
- [8] Markoff S, Nowak M A, Wilms J. *ApJ*, 2005, 635: 1203
- [9] You B, Tuo Y, Li C, et al. *Nature Communications*, 2021, 12: 1025
- [10] Yuan F, Narayan R. *ARA&A*, 2014, 52: 529.
- [11] You B, Cao X, Yuan Y-F. *ApJ*, 2012, 761: 109.
- [12] Bambi C. *Black Holes: A Laboratory for Testing Strong Gravity*, Singapore: Springer, 2017: 340
- [13] Bambi C, Brenneman L W, Dauser T, et al. *Space Sci Rev*, 2021, 217: 65
- [14] Dauser T, Masters T. *Masters Thesis*, Germany: Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2010: 19
- [15] Weisskopf M C, Brinkman B, Canizares C, et al. *PASP*, 2002, 114: 1
- [16] Jansen F, Lumb D, Altieri B, et al. *A&A*, 2001, 365: L1
- [17] Miller J M. *ARA&A*, 2007, 45: 441
- [18] Miller J M, Fabian A C, Reynolds C S, et al. *ApJ*, 2004, 606: L131
- [19] Slaný P, Stuchlík Z. *Twelfth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, Singapore: World Scientific, 2012: 934
- [20] Harrison F A, Craig W W, Christensen F E, et al. *ApJ*, 2013, 770: 103
- [21] Walton D J, Mooley K, King A L, et al. *ApJ*, 2017, 839: 110
- [22] Xu Y, Harrison F A, García J A, et al. *ApJ*, 2018, 852: L34
- [23] Gendreau K C, Arzoumanian Z, Okajima T. *Proc SPIE*, 2012, 84: 13
- [24] Miller J M, Gendreau K, Ludlam R M, et al. *ApJ*, 2018, 860: L28
- [25] Maloney P R, Begelman M C. *ApJ*, 1997, 491: L43
- [26] Kara E, Steiner J F, Fabian A C, et al. *Nature*, 2019, 565: 198
- [27] Zoghbi A, Fabian A C, Reynolds C S, et al. *MNRAS*, 2012, 422: 129
- [28] Connors R M T, García J A, Dauser T, et al. *ApJ*, 2020, 892: 47
- [29] Wang Y, Ji L, García J A, et al. *ApJ*, 2021, 906: 11
- [30] Xu Y, Harrison F A, Tomsick J A, et al. *ApJ*, 2020, 893: 30
- [31] Lazar H, Tomsick J A, Pike S N, et al. *ApJ*, 2021, 921: 155
- [32] Remillard R A, McClintock J E. *ARA&A*, 2006, 44: 49
- [33] Jonker P G, Nelemans G. *MNRAS*, 2004, 354: 355
- [34] Russell D M, Fender R P, Hynes R I, et al. *MNRAS*, 2006, 371: 1334
- [35] Negoro H, Nakajima M, Kobayashi K, et al. *The Astronomer's Telegram*, 2021, 14: 708
- [36] Connors R, Steiner J, Homan J, et al. *The Astronomer's Telegram*, 2021, 14: 725
- [37] Jin P, Zhang G, Tao L, et al. *MNRAS*, 2023, under review
- [38] Basko M M, Sunyaev R A, Titarchuk L G. *A&A*, 1974, 31: 249
- [39] Guilbert P W, Rees M J. *MNRAS*, 1988, 233: 475

- [40] Ross R R. ApJ, 1979, 233: 334
- [41] Ross R R, Fabian A C. MNRAS, 2005, 358: 211
- [42] García J, Kallman T R. ApJ, 2010, 718: 695
- [43] Tanaka Y, Nandra K, Fabian A C, et al. Nature, 1995, 375: 659
- [44] Cackett E M, Miller J M, Ballantyne D R, et al. ApJ, 2010, 720: 205
- [45] Fabian A C, Rees M J, Stella L, et al. MNRAS, 1989, 238: 729
- [46] Laor A. ApJ, 1991, 376: 90
- [47] Svoboda J, Dovčiak M, Goosmann R, et al. A&A, 2009, 507: 1
- [48] García J, Dauser T, Reynolds C S, et al. ApJ, 2013, 768: 146
- [49] García J, Dauser T, Lohfink A, et al. ApJ, 2014, 782: 76
- [50] García J A, Dauser T, Ludlam R, et al. ApJ, 2022, 926: 13
- [51] Zdziarski A A, Johnson W N, Magdziarz P. MNRAS, 1996, 283: 193
- [52] Życki P T, Done C, Smith D A. MNRAS, 1999, 309: 561
- [53] Dauser T, García J, Walton D J, et al. A&A, 2016, 590: A76
- [54] Sato K, Uchida Y, Ishikawa K. arXiv:2303.01642, 2023
- [55] Barret D, Lam Trong T, den Herder J-W, et al. Proc SPIE, 2018, 10699: 106991G
- [56] Zhang S, Santangelo A, Feroci M, et al. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2019, 62: 29502

## The Research Progress of the Reflection Process in Black-Hole X-ray Binaries

JIN Pei<sup>1,2,3</sup>, ZHANG Guo-bao<sup>1,2,3</sup>, WANG Jian-cheng<sup>1,2,3</sup>

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Science, Kunming 650011, China)

**Abstract:** The reflection phenomenon is an important aspect in the study of black hole X-ray binaries, which helps to understand many unique physical processes in strong gravitational fields. In this paper, we present a comprehensive overview of the latest developments in the reflection components of black-hole X-ray binaries, covering observational and theoretical research. We begin by introducing the concept and formation mechanism of the reflection components. Subsequently, we summarize the recent discoveries of reflection components in various spectral states of black hole X-ray binaries and explore their physical properties. Next, we provide a detailed overview of the existing reflection models, with a particular emphasis on the recently developed “relxill” model. In addition, we also discuss some of the challenges and difficulties associated with studying reflection components, such as the uncertainty surrounding the thickness of the accretion disk and the properties of the corona. Finally, we conclude with a discussion of future research directions in the study of reflection components in black-hole X-ray binaries.

**Key words:** black-hole X-ray binaries; accretion; reflection